

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ, ИСПУЩЕННЫХ ПРИ β^+ -РАСПАДЕ, С ЭЛЕКТРОНАМИ ДОЧЕРНЕГО АТОМА

© 2010 С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Рассмотрены процессы рождения фотона или ионизации дочернего атома при аннигиляции позитрона с другим электроном дочернего атома при β^+ -распаде. Получены оценки для вероятности однофотонной аннигиляции испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с К-электроном дочернего атома. Рассмотрен процесс выбивания К-электрона с атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде, с другим К-электроном дочернего атома. Найдено отношение вероятностей этих процессов к вероятности обычного β^+ -распада.

Ключевые слова: аннигиляция, β^+ -распад, атомная оболочка, К-электрон.

Введение

При падении пучка позитронов на атом кроме обычной однофотонной аннигиляции [1] возможны безрадиационные процессы, когда происходит ионизация атомной оболочки [2] или возбуждение ядра [3 - 6]. Аналогичные процессы происходят при β^+ -распаде, а именно возможны процессы возбуждения дочернего ядра или атомной оболочки при аннигиляции испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с одним из электронов дочернего атома, а также однофотонная аннигиляция позитронов при β^+ -распаде. Процесс возбуждения дочернего ядра при аннигиляции испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с одним из электронов дочернего атома исследовался экспериментально [7]. Было исследовано заселение возбужденных состояний ядра ^{45}Sc , которое появляется в результате β^+ -распада или ε -захвата ядра ^{45}Ti . Экспериментально исследовалось заселение возбужденного состояния ядра ^{45}Sc с энергией $E = 1801$ кэВ при β^+ -распаде ядра ^{45}Ti . Было предположено, что этот уровень заселяется посредством внутреннего аннигиляционного возбуждения ядер при β^+ -распаде. Теоретический расчет для вероятности заселения этого состояния дает величину на два порядка меньше экспериментального значения [8].

В связи с этим, а также для получения более цельной картины, представляет интерес исследование других процессов, возможных при β^+ -распаде. В первом разделе рассмотрена однофотонная аннигиляция испущенного в процессе β^+ -распада позитрона. Во втором разделе рассмотрен процесс ионизации атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде, с электроном дочернего атома.

Однофотонная аннигиляция позитрона с К-электроном атома при β^+ -распаде

Прежде чем исследовать процесс ионизации атома при β^+ -распаде в результате аннигиляции позитрона и атомного электрона, рассмотрим вначале более простой процесс однофотонной аннигиляции. Отметим, что обратный процесс - радиационный захват электронов атома из S- и P-состояний рассматривался в различных приближениях в работах [9 - 11].

Для разрешенного фермиевского перехода амплитуду вероятности процесса однофотонной аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с электроном дочернего атома можно записать в следующем виде (здесь и далее используется система единиц $\hbar = c = 1$):

$$M_{if} = e\sqrt{1/2k} G_V M_{FI}^\beta \Phi_v^+ \int d\mathbf{r} G_{E_K-k}(\mathbf{r}) e_\mu \gamma_\mu e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} \Psi_K(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{k} - импульс и энергия ω фотона, связанные соотношением $k^2 = \omega^2$; Φ_v^+ - спинорная часть волновой функции нейтрино; M_{FI}^β - ядерный матричный элемент, соответствующий переходу ядра из состояния I в F; $\Psi_K(\mathbf{r})$ - волновая функция К-электрона. Диаграмма Фейнмана, соответствующая этому процессу изображена на рис. 1.

Поскольку рассматриваются разрешенные фермиевские переходы, в которых угловой момент, уносимый позитроном и нейтрино равен нулю, один из аргументов в функции Грина (относящийся к ядру) полагается равным нулю.

В качестве функции Грина $G_{E_K-k}(\mathbf{r})$ используется выражение

$$G_{E_K-k}(\mathbf{r}) = \frac{e^{ibr}}{4\pi r}, \quad b = \sqrt{(E_K - k)^2 - m^2}, \quad (2)$$

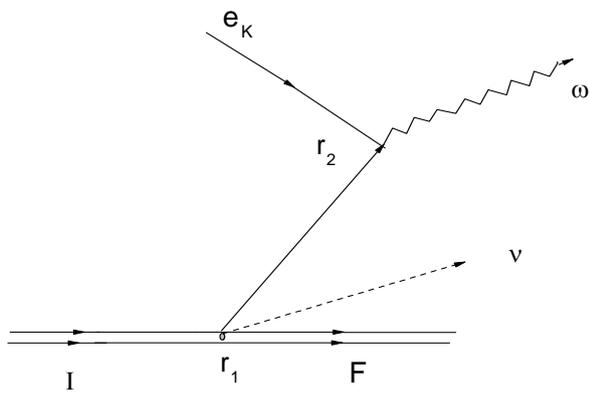


Рис. 1. Диаграмма, описывающая процесс однофотонной аннигиляции позитрона; I, F – начальное и конечное состояния ядра; e_K и ν – К-электрон и нейтрино; волнистой линией обозначен фотон с энергией ω .

где m - масса электрона; E_K - энергия К-электрона. Здесь пренебрегается влиянием кулоновского поля на функцию Грина. Однако поскольку в конечном итоге находится отношение вероятностей рассматриваемого процесса и обычного β^+ -распада, вычисленного в том же приближении, то влияние кулоновского поля не будет в этом случае существенным. После усреднения по направлениям вылета нейтрино и суммирования по всем проекциям спинов получаем для вероятности искомого процесса

$$W_{\beta^+\gamma} = 2\pi \sum_{s_k, s_\nu} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3} |\overline{M}_{fi}|^2 \delta(E_2 - p_\nu - k), \quad (3)$$

где \mathbf{p}_ν - импульс нейтрино; \overline{M}_{fi} - усредненный по направлениям вылета нейтрино матричный элемент β^+ -распада (1); E_2 - максимальная для данного процесса энергия фотона, определенная как

$$E_2 = (E_0 + m), \quad (4)$$

а E_0 - полная энергия β^+ -распада. В результате после интегрирования по всем импульсам нейтрино получаем

$$W_{\beta^+\gamma} = \frac{\alpha^4}{2\pi^3} (Zm)^3 G_V^2 |M_{FI}^\beta|^2 I_\gamma. \quad (5)$$

Координатная зависимость волновой функции К-электрона в выражении (1) в отличие от приближения, используемого в [10], учитывается точно. В результате для интеграла I_γ получено выражение

$$I_\gamma = \int_0^{E_2} dk \frac{k^3 (E_2 - k)^2}{|k^2 + (Zm\alpha - ib)^2|^2}. \quad (6)$$

Найдем отношение вероятности однофотонной аннигиляции при β^+ -распаде $W_{\beta^+\gamma}$ к вероятности β^+ -распада W_{β^+} . Используем для вероятности β^+ -распада W_{β^+} выражение

$$W_{\beta^+} = \frac{G_V^2 |M_{FI}^\beta|^2 I_{\beta^+}}{2\pi^3}, \quad (7)$$

$$I_{\beta^+} = \int_m^{E_0} E_+ \sqrt{E_+^2 - m^2} (E_0 - E_+)^2 dE_+,$$

где E_0 - полная энергия, выделяемая при β^+ -распаде, которая определяется уравнением

$$E_0 = E_{IN} = E_I - E_N.$$

Интегрирование в I_{β^+} производится по всем энергиям E_+ позитронов. В результате получаем для отношения вероятностей этих двух процессов выражение

$$\frac{W_{\beta^+\gamma}}{W_{\beta^+}} = \alpha^4 (Zm)^3 \frac{I_\gamma}{I_{\beta^+}} \approx \frac{\alpha^4 Z^3 m (E_0 + m)^4}{48 I_{\beta^+}}. \quad (8)$$

Последнее приближенное равенство в формуле (8) получено для малых величин $Z\alpha$. В случае β^+ -распада ядра ^{45}Ti , для которого $E_0 \approx 1,55$ МэВ получаем следующую оценку для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном с испусканием фотона на один акт β^+ -распада:

$$\frac{W_{\beta^+\gamma}}{W_{\beta^+}} \approx 3 \cdot 10^{-5}. \quad (9)$$

Отметим, что это отношение приблизительно на четыре порядка больше, чем аналогичное отношение, вычисленное для процесса возбуждения дочернего ядра при аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с атомным электроном [8].

Ионизация атома при аннигиляции позитрона с К-электроном атома при β^+ -распаде

Здесь рассмотрен процесс аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде с электроном дочернего атома с передачей части энергии другому атомному электрону. Исследован наиболее вероятный случай, когда аннигиляция позитрона происходит с К-электроном, а избыток энергии

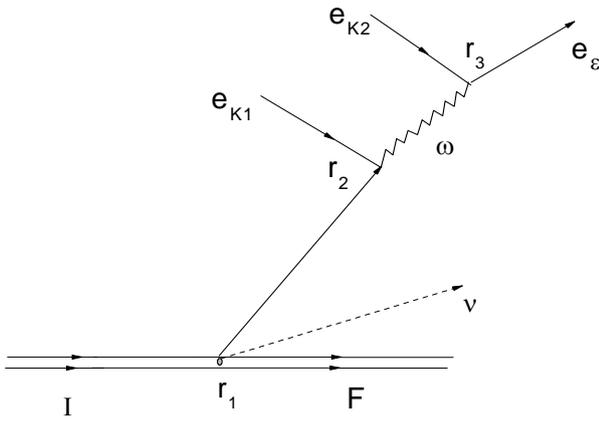


Рис. 2. Диаграмма, описывающая аннигиляцию испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с К-электроном K_1 с передачей энергии ω другому электрону K_2 .

$$S_{fi} = -\frac{ie^2}{16\pi^3} G_V M_{FI}^\beta \bar{\psi}_v \iint d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 (\bar{\psi}_\varepsilon(\mathbf{r}_3) \gamma_\mu \psi_{K_2}(\mathbf{r}_3)) \frac{e^{i\omega|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3|}}{|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3|} (S_{E_{03}}(\mathbf{r}_2) \gamma_\mu \psi_{K_1}(\mathbf{r}_2)) \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu) \quad (10)$$

Здесь $\psi_{K_i}, \bar{\psi}_\varepsilon$ - волновые функции К-электронов и электрона, покинувшего атом, $\bar{\psi}_\nu$ - волновая функция нейтрино. Максимальная энергия электрона E_3 , покинувшего атом, имеет вид

$$E_3 = E_{IF} + 2E_K \approx E_0 + 2m, \quad (11)$$

а

$$E_{03} = 2E_K - \varepsilon \approx 2m - \varepsilon. \quad (12)$$

В последних двух уравнениях пренебрегается энергией связи К-электрона по сравнению с его массой m , так как для рассматриваемых ядер $Z\alpha \ll 1$. В дальнейшем будет рассматриваться отношение вероятности исследуемого процесса к вероятности обычного β^+ -распада, вычисленного в тех же приближениях, поэтому в расчетах пренебрегается влиянием кулоновского поля на функцию Грина позитрона и, следовательно,

$$S_{fi} = -\frac{ie^2 \eta^3}{16\pi^4} G_V M_{FI}^\beta (\bar{u}_\varepsilon \gamma_\mu u_{K_2})(\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu u_{K_1}) \int \frac{d\mathbf{q}}{q^2} I_3(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) I_2(\mathbf{q}) \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (16)$$

Здесь $\bar{u}_\nu, \bar{u}_\varepsilon, u_{K_i} (i=1,2)$ - биспинорные части волновых функций нейтрино, вылетевшего из атома электрона и электронов К-оболочки соответственно. Функции $I_3(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})$ и $I_2(\mathbf{q})$ обозначают интегралы

$$I_3(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) = \int d\mathbf{r}_3 e^{i\mathbf{r}_3(\mathbf{q}-\mathbf{p}_\varepsilon)-\eta r_3} = \frac{8\pi\eta}{[(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})^2 + \eta^2]^2}, \quad (17)$$

$$I_2(\mathbf{q}) = \int \frac{d\mathbf{r}_2}{r_2} e^{i\mathbf{r}_2\mathbf{q} + (ib_3 - \eta)r_2} = \frac{4\pi}{q^2 + (\eta - ib_3)^2}. \quad (18)$$

передается другому К-электрону. Диаграмма Фейнмана, соответствующая этому процессу, изображена на рис. 2.

Здесь I и F - начальное и конечное состояния ядра (E_I и E_F - энергии начального и конечного состояний ядра соответственно); e_{K_1} и e_{K_2} - электроны К-оболочки атома; ω - энергия, передаваемая в результате аннигиляции позитрона и K_1 -электрона другому электрону К-оболочки K_2 ; e_ε - электрон, вылетающий в непрерывный спектр с энергией ε и с импульсом \mathbf{p}_ε , ν - нейтрино. Амплитуда вероятности рассматриваемого процесса записывается в виде

функция $S_{E_{03}}(\mathbf{r}_2)$ имеет вид

$$S_{E_{03}}(\mathbf{r}) = 2\pi^2 B_3 \frac{e^{ib_3 r}}{r}, \quad (13)$$

где величины B_3 и b_3 определяются как

$$B_3 = \beta E_{03} + m, \quad (14)$$

и

$$b_3 = \sqrt{E_{03}^2 - m^2} \approx \sqrt{(2m - \varepsilon)^2 - m^2}. \quad (15)$$

Используя приближение плоских волн для волновой функции вылетающего из атома электрона $\bar{\psi}_\varepsilon(\mathbf{r}_3)$, фурье-представление для кулоновского потенциала, а также явное выражение для функции $S_{E_{03}}(\mathbf{r})$ (13) и пренебрегая запаздыванием, представим амплитуду вероятности рассматриваемого процесса S_{fi} в следующем виде:

Вычислим интеграл I_{23} , входящий в выражение (16)

$$I_{23} = \int \frac{d\mathbf{q}}{q^2} I_3(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q}) I_2(\mathbf{q}). \quad (19)$$

Интегрирование по углам вектора \mathbf{q} в выражении (19) приводит к результату

$$\int \frac{d\Omega_q}{[(\mathbf{p}_\varepsilon - \mathbf{q})^2 + \eta^2]^2} = \frac{4\pi}{[(p_\varepsilon - q)^2 + \eta^2][(p_\varepsilon + q)^2 + \eta^2]}. \quad (20)$$

С учетом выражений (17), (18) и (20) получаем следующее выражение для интеграла (19)

$$I_{23} = 128\pi^3 \eta \int_0^\infty dq \frac{1}{[(p_\varepsilon - q)^2 + \eta^2][(p_\varepsilon + q)^2 + \eta^2][q^2 + (\eta - ib_3)^2]}. \quad (21)$$

Учитывая резонансный характер подинтегрального выражения, интеграл I_{23} можно приближенно вычислить, и для него получено следующее выражение:

$$I_{23} \approx 32\pi^4 \frac{1}{[p_\varepsilon^2 + \eta^2][p_\varepsilon^2 + (\eta - ib_3)^2]}. \quad (22)$$

В результате амплитуда вероятности S_{fi} (16) представляется как

$$S_{fi} = 2\pi U_{fi} \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu), \quad (23)$$

где U_{fi} имеет вид

$$U_{fi} = -\frac{ie^2 \eta^3}{\pi} G_V M_{FI}^\beta \frac{(\bar{u}_e \gamma_\mu u_{K_2})(\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu u_{K_1})}{[p_\varepsilon^2 + \eta^2][p_\varepsilon^2 + (\eta - ib_3)^2]}. \quad (24)$$

Вероятность рассматриваемого процесса в единицу времени с выбиванием электрона из атомной оболочки с определенной энергией ε имеет следующий вид:

$$W_{fi}(\varepsilon) = 2\pi |U_{fi}|^2 \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (25)$$

Полная вероятность процесса W_{β^+K} определяется интегрированием выражения (25) по всем конечным состояниям выбитого из атома электрона и нейтрино, а также суммированием по проекциям спинов всех частиц

$$W_{\beta^+K} = 2\pi \sum_{s_e, s_\nu} \int \frac{d\mathbf{p}_\varepsilon}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3} |U_{fi}|^2 \delta(E_3 - \varepsilon - p_\nu). \quad (26)$$

Суммирование по проекциям спинов всех частиц в начальном и конечном состояниях выполняется следующим образом [12]:

$$\begin{aligned} & \sum_{s_e, s_\nu} \left| (\bar{u}_e \gamma_\mu u_{K_2})(\bar{u}_\nu \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu u_{K_1}) \right|^2 = \\ & = \frac{-1}{16m^2 \varepsilon p_\nu} Sp[\gamma_\mu (m - ip_{K_2}) \bar{\gamma}_\nu (m - ip_\varepsilon)] Sp[Q_\mu (m - ip_{K_1}) \bar{Q}_\nu (-ip_\nu)], \end{aligned} \quad (27)$$

где матрица Q_μ имеет вид

$$Q_\mu = \gamma_4 (1 + \gamma_5) B_3 \gamma_\mu. \quad (28)$$

Выполняя операцию нахождения следов матриц в формуле (27), усредняя по спинам начальных состояний и выполняя интегрирование по углам вылета частиц и по энергии нейтрино, получаем окончательное выражение для вероятности W_{β^+K}

аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона

$$W_{\beta^+K} = \frac{4\alpha^2 (Z m \alpha)^6}{\pi^3} |M_{FI}^\beta|^2 I_{\beta^+K}, \quad (29)$$

где интеграл I_{β^+K} имеет следующий вид

$$I_{\beta^+K} = \int_m^{E_3} d\varepsilon \frac{(E_3 - \varepsilon)^2 \sqrt{\varepsilon^2 - m^2} [(\varepsilon + m)(\varepsilon - 3m)^2 + 3(\varepsilon - m)^3]}{[\varepsilon^2 + \eta^2 - m^2]^2 [\varepsilon^2 - m^2 + (\eta - ib_3)^2]^2}. \quad (30)$$

Определим теперь отношение вероятности аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона W_{β^+K} (29) к вероятности β^+ -распада W_{β^+} (7):

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+}} = 8\alpha^2 (Z m \alpha)^6 \frac{I_{\beta^+K}}{I_{\beta^+}}. \quad (31)$$

В случае β^+ -распада ^{45}Ti получаем следующую оценку для числа случаев аннигиляции позитрона с К-электроном с выбиванием другого К-электрона на один акт β^+ -распада:

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+}} \approx 4 \cdot 10^{-6}. \quad (32)$$

Отметим, что это отношение приблизительно на три порядка больше числа случаев возбуждения дочернего ядра ^{45}Sc при аннигиляции позитрона с К-электроном на один акт β^+ -распада W/W_{β^+} [8].

Аналогичным образом находится отношение вероятности аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона W_{β^+K} (29) к вероятности однофотонной аннигиляции при β^+ -распаде $W_{\beta^+\gamma}$ (5):

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+\gamma}} = 2\alpha(Zm\alpha)^3 m^3 \frac{I_{\beta^+K}}{I_{\beta^+\gamma}}. \quad (33)$$

В случае β^+ -распада ^{45}Ti получаем из выражения (33) следующую оценку:

$$\frac{W_{\beta^+K}}{W_{\beta^+\gamma}} \approx 1,2 \cdot 10^{-1}. \quad (34)$$

Таким образом, согласно теоретическим оценкам, процесс аннигиляции испущенного при β^+ -распаде позитрона с К-электроном дочернего атома и выбивании из атомной оболочки второго К-электрона приблизительно на три порядка менее вероятен, чем аналогичный процесс с возбуждением ядра. При этом экспериментальное зна-

чение вероятности аннигиляционного возбуждения ядра при β^+ -распаде всего лишь на порядок меньше вероятности W_{β^+K} . Возможно, что для устранения этого разногласия требуется более детальное рассмотрение процесса прямого К-захвата на возбужденный уровень в ядре ^{45}Sc .

Выводы

Получено выражение для вероятности однофотонной аннигиляции испущенного в процессе β^+ -распада позитрона с К-электроном дочернего атома. Найдено отношение вероятности этого процесса к вероятности обычного β^+ -распада ядра ^{45}Ti , которое составляет малую величину порядка 10^{-5} .

Исследован процесс ионизации атомной оболочки при аннигиляции позитрона, испущенного при β^+ -распаде с атомным электроном. Расчет выполнен для случая аннигиляции позитрона с К-электроном и последующего выбивания с атомной оболочки другого К-электрона. Найдено отношение вероятности этого процесса к вероятности обычного β^+ -распада ядра ^{45}Ti , которое составляет малую величину порядка 10^{-6} .

Таким образом, вероятность процессов аннигиляции позитронов, испущенных при β^+ -распаде, с электронами дочернего атома составляют малую долю от вероятности β^+ -распада.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Johnson W.R., Buss D.J., Carrol C.O. Single-quantum annihilation of positrons // Phys. Rev. - 1964. - Vol. 135, No. 5A. - P. A1232 - A1235.
2. Shimizu S., Mucoyama T., Nakayama Y. Radiationless annihilation of positron in lead // Phys. Rev. - 1968. - Vol. 173, No. 2. - P. 405 - 416.
3. Present R., Chen S. Nuclear desintegration by positron- K-electron annihilation // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 85. - P. 447 - 451.
4. Mukoyama T., Shimizu S. Nuclear excitation by positron annihilation // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 95 - 99.
5. Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Свято В.П., Тришин В. В. Ядерное возбуждение под действием бесфотонной аннигиляции позитронов // Письма ЖЭТФ. - 1979. - Т. 30. - С. 394.
6. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Возбуждение ядра при аннигиляции позитронов на К-оболочке тяжелых атомов // ЖЭТФ. - 1978. - Т. 74. - С. 13 - 22.
7. Борозенец Г.П., Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А. Возбуждение ядра при аннигиляции позитронов в процессе β^+ -распада // Ядерная физика. - 1986. - Т.43, вып. 1. - С. 14 - 16.
8. Коломиец В.М., Пунинский О.Г., Федоткин С.Н. Возбуждение ядра при аннигиляции позитрона с К-электроном в процессе β^+ -распада // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1988. - Т. 52, № 1. - С. 12 - 17.
9. Morrison P., Schiff I.I. Radiative K-capture // Phys. Rev. - 1940. - Vol. 58, No. 1. - P. 24 - 26.
10. Glauber R.J., Martin P.C. Radiative capture of orbital electrons // Phys. Rev. - 1956. - Vol. 104, No. 1. - P. 158 - 175.
11. Martin P.C., Glauber R.J. Relativistic theory of radiative orbital electrons capture // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 109, No. 4. - P. 1307 - 1325.
12. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. - М.: Физматгиз, 1959. - 656 с.

**АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНІВ, ВИПУЩЕНИХ ПРИ β^+ -РОЗПАДІ,
З ЕЛЕКТРОНАМИ ДОЧІРЬНОГО АТОМА**

С. М. Федоткін

Розглянуто процеси народження фотона або іонізації дочірнього атома при анігіляції позитрона з іншим електроном дочірнього атома при β^+ -розпаді. Отримано оцінки для ймовірності однофотонної анігіляції випущеного в процесі β^+ -розпаду позитрона з К-електроном дочірнього атома. Розглянуто процес вибивання К-електрона з атомної оболонки при анігіляції позитрона, випущеного при β^+ -розпаді, з іншим К-електроном дочірнього атома. Знайдено відношення ймовірностей цих процесів до ймовірності звичайного β^+ -розпаду.

Ключові слова: анігіляція, β^+ -розпад, атомна оболонка, К-електрон.

**ANNIHILATION OF POSITRONS, EMITTED AT β^+ -DECAY
WITH ELECTRONS OF THE DAUGHTER'S ATOM**

S. M. Fedotkin

The processes of photon creation or atom ionization during annihilation of positron with other electron of daughter's atom at β^+ -decay are considered. The estimations for the probability of one photon annihilation emitted in the process β^+ -decay of positron with K-electron of daughter's atom are obtained. Process of atomic shell ionization during annihilation of positron, emitted at β^+ -decay, with K-electron of daughter's atom is considered. Ratio of probabilities of these processes to the probability of ordinary β^+ -decay is found.

Keywords: annihilation, β^+ -decay, atomic shell, K-electron.

Поступила в редакцію 07.06.10,
после доработки - 02.11.10.